КОМПЬЮТЕРНАЯ МАТЕМАТИКА

УДК КП 681.327+656.34-523

В.П. ЗИНЧЕНКО, Ф.Н. ГОРИН, В.Г. ЧУМАКОВ

К ВОПРОСУ МОДЕЛИРОВАНИЯ СТАЦИОНАРНОГО ДВИЖЕНИЯ ГАЗА В АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ

Предложен подход к моделированию стационарного движения газа в АДТ, реализация которого обеспечивает оценку параметров необходимых для организации процесса проведения эксперимента в режиме реального времени.

Введение. Современные требования к организации исследования летательных аппаратов (МЛА) в аэродинамической трубе (АДТ) определены задачи моделирования и поддержки стационарного движения газа с целью получения оценок для параметров процесса управления потоком, обеспечивающих режим реального времени проведения эксперимента.

Организация процесса проведения эксперимента должна базироваться на использовании математической модели движения воздуха в АДТ, с учетом состояния потока (турбулентный/ламинарный), геометрии элементов АДТ и качества их внутренней поверхности [1, 2].

Теоретическое решение модели турбулентного движения воздуха в АДТ затруднительно, поэтому для практических расчетов используются методы полуэмпирической теории турбулентности [3]. В работе рассматриваются методы для получения оценок коэффициентов сил сопротивления трения и местных сил, позволяющих ввести ряд поправок параметров для предлагаемого алгоритма вычисления гидравлического коэффициента сопротивления с точностью не хуже 0.15 %.

Постановка задачи. Изотермическое ($T = \mathrm{const}$) как ламинарное, так и турбулентное движение несжимаемого ($\rho = \mathrm{const}$) газа в АДТ без учета объемных сил (движение газа в основном происходит в горизонтальной плоскости, и его плотность невелика) описывается уравнением Стокса [1, 2] в виде:

$$\frac{\partial \overline{V}}{\partial \overline{t}} + \left(\overline{V} \cdot \nabla\right) \cdot \overline{V} = -\frac{1}{\rho} gradp + \gamma \nabla^2 \overline{V} \qquad (1)$$

и уравнением неразрывности

$$div\overline{V} = 0. \qquad (2)$$

Граничным условием для движения газа в АДТ является условие прилипания

$$V_{|s} = 0. \qquad (3)$$

Начальное условие – распределение скорости по сечениям в начальный момент времени, т. е.

$$V_{|t=0} = \Phi\left(x, y, z, t = 0\right). \qquad (4)$$

Так как в качестве движителя газа применяется вентилятор, то поток всегда можно считать турбулентным. Это подтверждается тем фактом, что диапазон чисел Рейнольдса (*Re*) для таких АДТ составляет от 10^5 до $2{\cdot}10^7$, что больше критического значения числа $Re_{кр} \approx 2300$.

Модель стационарного движения газа. Задача стационарного движения газа в дозвуковой АДТ сводится к определению требуемого перепада давления Δp для обеспечения заданного расхода газа Q_∞ и скорости V_∞ в рабочей ее части, что устанавливается законом сопротивления движения газа в АДТ.

Перепад давления расходуется на преодоление сил гидравлического сопротивления, которые обеспечиваются силами местного сопротивления и трением.

Силы местного сопротивления возникают из-за нарушения нормального трения, отрыва потока от стенки, вихреобразования, обтекания препятствий, расширения, сужения, изгиба, протекания через решетки. Эти явления усиливают обмен количеством движения, повышая диссипацию энергии. К местному сопротивлению также относятся потери скоростного напора при выходе газа из сопла в свободное пространство.

Уравнение Стокса (1) в случае стационарного движения имеет вид:

$$\left(\overline{V}\nabla\right)\overline{V} = -\frac{1}{\rho} gradp + \gamma \nabla^2 \overline{V}, \qquad (5)$$

для которого (3) остается без изменений, а (4) не учитывается. Это справедливо для произвольного участка АДТ.

Следует отметить, пока не существует ни одного приемлемого теоретического решения задачи турбулентного движения газа. Поэтому воспользуемся полуэмпирической теорией турбулентности [3], позволяющей с достаточной для практики точностью решить проблему турбулентного сопротивления. Для этого условно разделим АДТ на *n* элементов (рис. 1), где 1 – рабочая часть; 2 – диффузор; 3-осевой вентилятор; 4 – форкамера и 1-е поворотное колено с поворотными лопатками; 5 – цилиндрический участок; 6, 8, 10 – 2-е, 3-е и 4-е поворотные колени с поворотными лопатками соответственно; 7 – обратный канал; 9 – цилиндрический участок; 11 – Хонейкомб; 12 – сопло; Z_i, $i = 1,2,..., 12$ – сечения элементов АДТ.

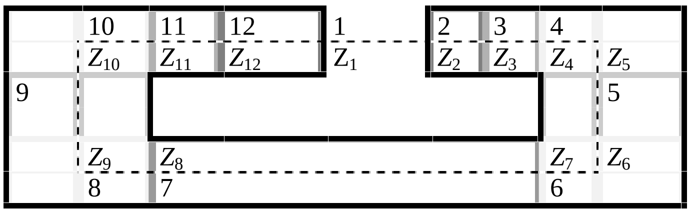

РИС. 1. Схема деления АДТ на элементы

Связь между модулем градиента давления и расходом для каждого i-го элемента АТД устанавливает формула Дарси [4]:

$$\Delta p_i = \ |\, grad p_i \,| = \frac{\rho}{2} |\bar{V}_i|^2 \left(\xi_{ti} + \xi_{mi}\right),$$

где ξ_{ti}, ξ_{mi} – коэффициент трения и местного сопротивления соответственно; $|V_i|$ – модуль характерной скорости, $i = 1, 2, ..., n$. Следовательно, модуль общего градиента давления определяется так:

$$\Delta p = |\, grad p \,| = \sum_{i=1}^{n} |grad p_i\,| = \frac{\rho}{2} \sum_{i=1}^{n} |\bar{V}_i|^2 \left(\xi_{ti} + \xi_{mi}\right).$$

Уравнение неразрывности (2) для АДТ можно записать как $V_i \,|\, F_i = = Q = \text{const},$ что позволяет установить такое соотношение между модулями характерных скоростей i-го и j-го элементов:

$$|V_i| = |V_j| \left(\frac{F_i}{F_j}\right), \tag{6}$$

где F_i, F_j – характерные площади.

Общий закон сопротивления движения газа в АДТ можно записать так:

$$\Delta p = |\, grad p \ | = \xi_\infty \frac{\rho}{2} |\bar{V}_\infty|^2 . \tag{7}$$

При этом ξ_∞ – коэффициент гидравлического сопротивления АДТ, приведенный к Z_1-му сечению (рабочая часть АДТ), определяется по формуле:

$$\xi_\infty = \sum_{i=1}^{n} \left\{ \xi_{ti} \left(\frac{F_\infty}{Fi}\right)^2 + \ \xi_{mi} \left(\frac{F_\infty}{Fi}\right)^2 \ \right\}, \tag{8}$$

где $\xi_{ti,}$ ξ_{mi} – коэффициенты сопротивления трения и местного сопротивления i-го элемента; $F_{\text{ã}}$, F_i – характерные площади рабочей части и i-го сечения; n – количество элементов АДТ.

Оценка коэффициентов сил сопротивления трения и местных сил. Приближенные оценки потерь на трение в цилиндрических/призматических элементах АДТ сложного фигурного профиля получаем путем сравнения сопротивления этих элементов с сопротивлением «эквивалентной» по сопротивлению круглой трубы с таким гидравлическим радиусом [4]:

$$r_{0i} = \frac{F_i}{P_i},$$

где F_i, P_i – характерная площадь и периметр нормального сечения.

Связь между перепадом давления Δp_i на произвольном участке АДТ длиной l и суммарным трением «смоченной» поверхности для ламинарного/турбулентного движения газа по цилиндрической/призматической трубе произвольной формы такая:

$$\bar{\tau}_{wi} = \frac{\Delta p_i}{l_i} r_{0i}.$$

Предположив, что движения газа в АДТ одномерное, т. е. $v = 0$ и $w = 0$, тогда (5) в прямоугольной системе будет иметь такой вид:

$$\begin{cases} u\dfrac{\partial u}{\partial x} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x} + \gamma\nabla^2 u, \\ 0 = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial y}, \\ 0 = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial z}. \end{cases} \quad (9)$$

Из уравнения неразрывности $\dfrac{\partial u}{\partial x} = 0$ следует, что u не зависит от координаты x, а из (9) следует, что p не зависит от координат y и z. Поэтому уравнение $-\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x} = \gamma\nabla^2 u$ возможно, если левая и правая части его будут равны некоторой постоянной величине, которую обозначим $\Delta p/\mathrm{l}$ (перепад давления на длине l). Следовательно, получаем

$$\frac{\Delta p}{l} = \gamma\nabla^2 u; \quad \mathrm{u}_{|s} = 0. \quad (10)$$

Решение дифференциального уравнения (10) с граничным условием для ламинарного движения газа устанавливает связь между перепадом давления и количеством протекающего газа [4].

Для турбулентного течения такая связь устанавливается на основе полуэмпирической теории турбулентности, предложенной Прандтлем [4].

Безразмерный коэффициент силы трения i-го элемента АДТ вычисляется по формуле Дарси [5, 6]: $\xi_{ti} = \lambda_i \dfrac{l_i}{r_{0i}}$, где λ_i – коэффициент сопротивления трения «эквивалентной» АДТ; l, r_{0i} – соответственно длина и гидравлический диаметр.

Отметим, что АДТ относится к классу шероховатых труб, где $\lambda = f(\bar{k}, \mathrm{Re})$, $\bar{k} = k / r_{0i}$ – относительная шероховатость. На основе «двухслойной схемы» пристенной турбулентности [4] Никурадзе предложил явную зависимость $\lambda(Re)$ для определения коэффициента сопротивления круглой гладкой трубы:

$$\lambda = 0{,}0032 + 0{,}221\,\mathrm{Re}^{-0{,}237}, \tag{11}$$

которая описывает экспериментальные данные в широком диапазоне чисел *Re*. Он также рассмотрел течения в шероховатых трубах в зависимости от соотношения высоты бугорков шероховатости *k* и толщиной ламинарного подслоя $\delta_л$ [3] и показал, что если: – $k << \delta_л$ (шероховатость погружена в ламинарный подслой и не нарушает ламинарного подслоя), то коэффициент сопротивления вычисляется по (11), а величина относительной шероховатости оценивается с использованием формулы для гладких труб [3]:

$$\bar{k} = \frac{k}{r_o} < \frac{16{,}3}{\mathrm{Re}\sqrt{0{,}0032 + 0{,}221\,\mathrm{Re}^{-0{,}237}}}, \tag{12}$$

– $k >> \delta_л$ (шероховатость выходит за пределы ламинарного подслоя, ее отрывное обтекание приводит к сопротивлению плохо обтекаемых тел, которое не зависит от числа *Re* и пропорционально скоростному напору набегающего потока газа), имеем режим развитой шероховатости, λ определяется по формуле [4]:

$$\lambda = \left(2\lg\left(\frac{r_0}{k}\right) + 1{,}74\right)^{-2}, \tag{13}$$

а для оценки границы области развитой шероховатости используем формулу [5]:

$$\bar{k} = \frac{k}{r_0} = \frac{390}{\mathrm{Re}\sqrt{0{,}0032 + 0{,}221\,\mathrm{Re}^{-0{,}237}}}. \tag{14}$$

– $k \approx \delta_л$ (наиболее общий режим), то λ определяется по формуле Коулбрука и Уайта [6], которая интерполирует всю переходную область от режима без проявления шероховатости до режима с проявлением шероховатости:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1{,}74 - 2\lg\left(\frac{18{,}7}{\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}} + \frac{k}{r_0}\right). \tag{15}$$

Именно этот режим является режимом течения газа в АДТ, где в соответствии с (12) и (14) относительная шероховатость *k* лежит в таком интервале:

$$\frac{16{,}3}{\mathrm{Re}\sqrt{0{,}0032 + 0{,}221\,\mathrm{Re}^{-0{,}237}}} < \bar{k} < \frac{390}{\mathrm{Re}\sqrt{0{,}0032 + 0{,}221\,\mathrm{Re}^{-0{,}237}}},$$

а коэффициент сопротивления трения определяется из трансцендентного уравнения (15).

При наличии технической шероховатости в АДТ ее необходимо заменить эквивалентной песочной шероховатостью [4].

При решении (15) используются только действительные корни, а само решение находится итерационным методом бисекций, который при заданной точности ε состоит из таких действий.

Шаг 1. Начальное и конечное значения интервала λ определяется из (12), (13), и предполагается, что $\alpha = \lambda_a$ и $\beta = \lambda_b$. Далее вычисляются $f(\alpha)$ и $f(\beta)$.

Шаг 2. Полагаем $\gamma = (\alpha + \beta) / 2$ и вычисляем $f(\gamma)$.

Шаг 3. Если *sign* $(f(\gamma))$ = *sign* $(f(\alpha))$, то заменим α на γ, в противном случае заменим β на γ.

Шаг 4. Если $\alpha - \beta > \varepsilon$, то перейдем на шаг 2, в противном случае решение.

Шаг 5. Конец.

При критерии $\alpha - \beta > 2^{-t}$ $(\lambda_b - \lambda_a)$ для решения уравнения необходимо t итераций.

Алгоритм бисекции довольно медленный, но зато абсолютно застрахован от неудач. Отметим, что большая скорость сходимости решения необходима при моделировании динамических процессов АДТ в реальном времени, а также при громоздком вычислении параметров в (15). В таких случаях целесообразно применять метод секущих [5].

Определение поправок. Приведенные результаты относятся к прямолинейным элементам АДТ. Однако в ней присутствуют и криволинейные участки, в которых на более быстрые частицы, движущиеся в середине АДТ, действует большая центробежная сила, чем на менее быстрые частицы, движущиеся вблизи стенок. Это приводит к возникновению вторичных течений, которое в середине АДТ направлено к внешнему закруглению (наружу), а около ее стенок – к внутреннему закруглению (к центру кривизны). При большой кривизне распределение скоростей значительно изменяется, где максимум скорости перемещается наружу.

Для вычисления коэффициента сопротивления трения криволинейной трубы при турбулентном течении используем формулу Уайта К.М. [7]:

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1 + 0{,}075\sqrt[4]{\mathrm{Re}}\sqrt{\left(\frac{r_0}{r^2}\right)}, \tag{16}$$

где r_0 – радиус трубы; r – радиус кривизны трубы; λ_0 – коэффициент сопротивления трения прямой трубы.

Характерными участками АДТ являются диффузорные и конфузорные элементы. Опыты [6] и теоретические исследования показывают, что толщина турбулентного пограничного слоя при входе оказывает существенное влияние на коэффициент местного сопротивления.

Коэффициент сопротивления трения круглого и прямоугольного сечения с одинаковым углом расширения/сужения в обеих плоскостях [7] определяется по формуле:

$$\xi_{ti} = \frac{\lambda}{8\sin\frac{\alpha}{2}}\left(1 - \frac{1}{n}\right)^2, \tag{17}$$

где $\lambda = f(\bar{k}, \mathrm{Re})$ – коэффициент сопротивления трения «эквивалентной» трубы; α – центральный угол диффузора/конфузора; $n = F_к / F_н$ – отношение площадей начального и конечного сечения диффузора/конфузора. Для более точного вычисления коэффициента сопротивления трения для круглого/призматического сопла целесообразно использовать формулу:

$$\xi_t = \frac{4}{9}\lambda\frac{l}{r_0}\frac{\sqrt{n^9} - 1}{\sqrt{n^5}(n-1)}. \tag{18}$$

Потери местного сопротивления зависят от геометрических параметров элементов, а также от общих факторов движения газа, к которым относятся характер распределения скоростей при входе потока в элемент АДТ, что, в свою очередь, зависит от режима течения, формы входа, числа *Re* и числа Маха.

Основным источником потерь в открытой рабочей части АДТ является эжекционное рассеивание энергии [6], отсекание ее диффузором от свободной струи присоединенных масс окружающей среды. Кинетическая энергия отсекаемой части струи оказывается для АДТ потерянной и поэтому составляет часть сопротивления открытой рабочей части.

Коэффициент суммарного сопротивления открытой рабочей части вычисляется по формуле Абрамовича [6] для круглого/прямоугольного и эллиптического сечений соответственно:

$$\zeta_m = \begin{cases} 0,1\dfrac{l}{r_0} - 0,008\left(\dfrac{r}{l_0}\right)^2; \\ 0,08\dfrac{l}{r_0} - 0,0015\left(\dfrac{l^2}{ab}\right), \end{cases} \tag{19}$$

где l, $r_0 = \dfrac{4ab}{1,5(a+b) - \sqrt{ab}}$ – длина рабочей части АДТ и гидравлический диаметр сопла; a, b – полуоси эллипса сопла.

Коэффициент местного сопротивления, связанный с расширением потока, выражается через коэффициент полноты удара [6], представляющего собой отношение потерь на расширение в диффузоре к теоретическим потерям на удар при внезапном расширении течения. При равномерном профиле скоростей во входном потоке и числах $Re > 3{\cdot}10^5$ коэффициент сопротивления расширения для диффузоров с углом расширения $0° < \alpha < 40°$ определяется так [4, 6]:

$$\xi_m = 3,2\eta tg\tfrac{\alpha}{2}\sqrt{tg\tfrac{\alpha}{2}}\left(1 - \frac{1}{n}\right), \tag{20}$$

где $n = F_к / F_н$ – коэффициент расширения потока; $F_к$, $F_н$ – соответственно площадь конечного и начального сечений диффузора; η – коэффициент, учитывающий неравномерность входного поля скоростей.

На основании опытов [4, 5] установлено, что для конических диффузоров $\eta = 1$, для пирамидальных диффузоров с расширением в двух плоскостях η вычисляется так:

$$\eta = \begin{cases} 0,66 + 0,11\alpha; & 4° < \alpha \le 12°, \\ 2,32 - 0,0275\alpha; & 12° < \alpha \le 40°. \end{cases}$$

Для плоских диффузоров в пределах $4° < \eta < 24°$: $\eta = 1,7 - 0,0275\alpha$.

Коэффициент местного сопротивления в поворотных коленах с профилированными лопатками вычисляется на основании работ [3]. При этом графические данные аппроксимированы для нормального числа лопаток и для сокращенного числа лопаток соответственно:

$$\xi_m = \begin{cases} 0,41875 - 1,5x + 2,49999x^2, \\ 0,425 - 1,265x + 2,5x^2, \end{cases} \tag{21}$$

где $x = r/d$.

Местные потери в форкамере с детурбулизирующими сетками и Хонейкомбом определяются как сопротивления трения. Для форкамеры сотового типа с шестигранными/круглыми трубочками коэффициент местного сопротивления определяется так [2]:

$$\xi_m = \lambda\left(0,3 + \frac{l}{d}\right)\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2 + \left(\frac{F_1}{F_2} - 1\right)^2, \tag{22}$$

где F_0/F_1 – коэффициент живого сечения Хонейкомба; l, d – глубина и гидравлический диаметр трубки Хонейкомба; λ – коэффициент сопротивления единицы длины трубки, зависящий от $Re^* = vk/\gamma$; v – скорость потока в трубке; k – средняя высота бугорков шероховатости стенок трубки.

Коэффициент местного сопротивления детурбулизирующих сеток определяется так [2]:

$$\xi_m = \sum_{i=1}^{m}\left[1.3\left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right) + \left(\frac{F_1}{F_0} - 1\right)^2\right], \tag{23}$$

где F_1 – площадь сечения трубы; F_0 – живое сечение сетки; m – число рядов установленных сеток.

Кроме этого, дополнительное местное сопротивление вызывается наличием щелей в диффузоре, которые необходимы для уменьшения пульсаций в потоке. Коэффициент местного сопротивления определяется так:

$$\xi_m = 1,21399 - 2,2428\left(\frac{v}{v_0}\right) + 1,02881\left(\frac{v}{v_0}\right)^2, \tag{24}$$

где $v_{0,}$ v – скорость потока соответственно перед и после щелей.

Сопротивление вентилятора вносит свою долю в общее сопротивление АДТ. Коэффициент местного сопротивления вентиляторной установки определяется так:

$$\xi_m = C_x \frac{S_{ven}}{F_{ven}}\left(1 - \frac{S_{ven}}{F_{ven}}\right)^{-3}, \tag{25}$$

где c_x – аэродинамический коэффициент сопротивления лопасти вентилятора; $S_{ven} = \frac{1}{2}\pi d^2 + \frac{1}{2}L(b_1\cos\theta_1 + b_2\cos\theta_2)n,$ – площадь миделевого сечения вентилятора; d – диаметр втулки вентилятора; b_1, b_2 – хорда профилей начального и конечного сечений лопасти вентилятора; θ_1, θ_2 – углы установки начального и конечного сечений лопасти вентилятора; L – длина лопасти; n – число лопастей.

Сопротивление МЛА с подвесками, помещенной в рабочей части АДТ, составляет значительную часть ее общего сопротивления и зависит от степени затемнения потока МЛА, подвесками и от их аэродинамического качества. Это сопротивление определяется так [2]:

$$\xi_m = C_x \frac{S_{\text{mod}}}{F_\infty}\left(1-\frac{S_{\text{mod}}}{F_\infty}\right)^{-3}, \qquad (26)$$

где C_x – коэффициент лобового сопротивления МЛА и подвесок, берется из аэродинамических характеристик в зависимости от числа Re и угла атаки или измеряется в процессе эксперимента; S_{mod} – площадь миделевого сечения МЛА и подвесок; $F_{ã}$ – площадь нормального сечения рабочей части АДТ.

Отметим, что при вычислении коэффициента сопротивления АДТ в зависимости от угла атаки МЛА, режима обтекания и т. п. используются интерполяция/аппроксимация $C_x = f\,(\alpha, Re, V_{ã})$.

Таким образом, получены все необходимые данные для оценки потерь турбулентного течения газа на каждом элементе АДТ, что позволяет вычислить гидравлический коэффициент сопротивления ξ_∞ по (8).

Алгоритм определения ¶ã. В вычислениях используется система координат $XOYZ$, где ZOX – вертикальная плоскость симметрии АДТ, OZ – продольная ось АДТ (ось вдоль которой происходит движение газа). Основные характерные размеры каждого из элементов АДТ будут X_i, Y_i, Z_i, (i = 1, 2, ... n) и классифицируются в терминах, принятых в аэромеханике.

Алгоритм расчета ¶$_{ã}$ включает такие действия.

Шаг 1. Задание исходных данных для каждого i-го сечения: геометрия, шероховатость и другие данные.

Шаг 2. Определение для каждого i-го сечения: F_i – площадь; P_i – периметр; r_{0i} – гидравлический диаметр; k_i – относительная шероховатость внутренней поверхности.

Шаг 3. Задание значения скорости $V_{ã}$,, которая должна быть достигнута в рабочей части АДТ.

Шаг 4. По заданной $V_{ã}$ из условия неразрывности потока (6) определяются V_i (скорость в i-м сечении) и числа Re_i.

Шаг 5. Вычисление безразмерных коэффициентов сопротивления трения $\lambda_i = f(k_{i,} Re_i)$ по (11, 13, 15) в зависимости от значения относительной шероховатости. Для общего случая течения используются формулы (12, 14) и трансцендентное уравнение (15), которое решается методом бисекции (см. алгоритм выше). Отметим, что для рабочей части АДТ $\lambda_i = 0$.

Шаг 6. Вычисление размерных коэффициентов сопротивления трения каждого элемента АДТ ξ_{ti} по (17, 18).

Шаг 7. В соответствии с классификацией элементов АДТ уточняются значения ξ_{ti} на поворот потока (16) его диффузорность/конфузорность (17) и криволинейные участки (18).

Шаг 8. В соответствии с классификацией элементов АДТ вычисляются их местные коэффициенты сопротивления ξ_{mi}. При этом (20) используется для вычисления ξ_{mi} диффузоров/конфузоров, (21) – для вычисления ξ_{mi} поворотных колен, (19) – для вычисления ξ_{mi} рабочей части, (22) – для форкамеры. Отметим, что на цилиндрических участках $\xi_{mi} \cong 0$.

Шаг 9. Определение общих коэффициентов сопротивления каждого элемента АДТ – ξ_i.

Шаг 10. Вычисление дополнительных местных потерь, вызванных Хонейкомбом (22), детурбулизирующими сетками (23), щелями в диффузоре (24), вентиляторной установкой (25), МЛА (26).

Шаг 11. Определение общих коэффициентов сопротивления каждого элемента АДТ – ξ_i с учетом местных потерь (шаг 10).

Шаг 12. Определение общего коэффициента сопротивления движения газа в АДТ ξ_∞ по (8).

Шаг 13. Конец.

Полученные результаты (рис. 2) позволяют упростить (8) и привести его к такому виду:

$$\xi_\infty = 0{,}50916 - 7{,}26633 \cdot 10^{-5} V_\infty + 3{,}99886 \cdot 10^{-7} V_\infty^2 .$$

При этом перепад давления, создаваемым вентилятором в рабочей части АДТ определяется так:

$$\Delta p = -0{,}01278 - 0{,}18657 V_\infty + 0{,}47096 V_\infty^2 .$$

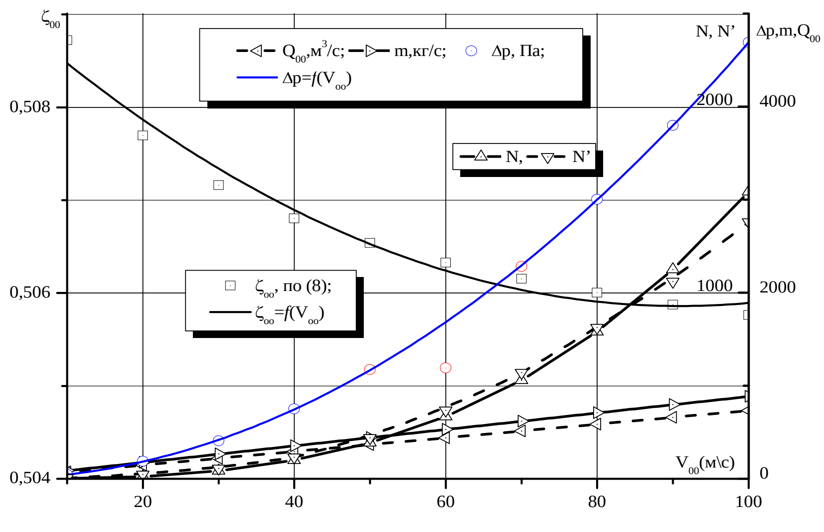

РИС. 2. Результаты моделирования стационарного движения газа

Выводы. В работе предложен подход к определению оценок и поправок параметров для алгоритма моделирования стационарного движения газа, реализация которого обеспечивает выбор вариантов режима РВ процесса управления экспериментом в АДТ.

В.П. Зінченко, Ф.М. Горін, В.Г. Чумаков

ДО ПИТАННЯ МОДЕЛЮВАННЯ НЕСТАЦІОНАРНОГО РУХУ ГАЗУ
В АЕРОДИНАМІЧНІЙ ТРУБІ

Запропоновано підхід до моделювання стаціонарного руху газу в АДТ, реалізація якого забезпечує оцінку параметрів необхідних для організації процесу проведення експерименту в режимі реального часу.

V.P. Zinchenko, A.N. Gorin, V.G. Chumakov

ON THE QUESTION OF SIMULATION OF UNSTEADY GAS MOVEMENT IN A WIND TUNNEL

An approach to the modeling of gas movement in a stationary wind tunnel, the implementation of which provides an estimate of parameters necessary for organization of the process of the experiment in a real time, is proposed.

1. *Зинченко С.В., Зинченко В.П., Ли Вэй и др.* Об одном подходе к моделированию задач управления потоком в аэродинамической трубе. *Компьютерная математика*. 2014. № 2. С. 22 – 28.
2. *Ли Вэй, Зинченко В.П., Зинченко С.В. и др.* Алгоритм управления потоком в аэродинамической трубе. *УСиМ*. 2014. № 3. С. 59 – 63.
3. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
4. *Идельчик И.Е.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. 560 с.
5. *Nikuradse J.* Gesetzmassigkeiten der turbulenten Stromung in glatten Rohren, VDI, forschungsheft 356, 1932. Пер.: «Проблемы турбулентности». ОНТИ, 1936. С. 75 – 150.
6. *Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К.* Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 280 с.
7. *Haase D.* Stromung in einem 90_ Knie. Ing. – Arch. 22, 1954. P. 282 – 292.
8. *Абрамович Г.Н.* Теория турбулентных струй. М.: Физмат, 1960. 715 с.

Получено 07.09.2016

Об авторах:

Зинченко Валерий Петрович,
кандидат технических наук, НТУУ «КПИ»; доцент, профессор ШАУ,

Горин Феликс Николаевич,
кандидат технических наук,
зав. лабораторией Института кибернетики имени В.М. Глушкова НАН Украины,

Чумаков Виктор Геннадиевич,
младший научный сотрудник Института кибернетики имени В.М. Глушкова НАН Украины.